

конференцию по физике плазмы и исследованиям в области управляемого термоядерного синтеза (Калэм, 1965).
 6. M. Kruskal, R. Kulsrud. Phys. Fluids, 1, 265 (1958).

7. G. Knorr. Phys. Fluids, 8, 1334 (1965).
 8. Б. Б. Кадомцев, В. Д. Шафранов, «Докл. АН СССР», 167, 65 (1966).
 9. В. Д. Шафранов. «Атомная энергия», 13, 521 (1962).

Ионизационная камера с серебряными электродами для измерения потоков тепловых нейтронов при высоких уровнях сопутствующего γ -излучения

А. И. КУКАРИН, А. И. ХОВАНОВИЧ

УДК 539.107.48

Как правило, потоки и импульсы тепловых нейтронов измеряются при помощи различных индикаторов и электронных пересчетных установок с газоразрядными счетчиками [1]. Этот способ, хотя и обеспечивает необходимую точность и надежность измерений, длителен во времени и требует сложной и громоздкой аппаратуры. В некоторых случаях в качестве детекторов тепловых нейтронов используются также специальные газоразрядные или сцинтилляционные счетчики [2]. Однако вследствие низкой разрешающей способности и чувствительности к сопутствующему γ -излучению они мало пригодны для измерения потоков тепловых нейтронов высокой интенсивности.

Наиболее простым детектором интенсивных потоков тепловых нейтронов, в особенности при наличии сопутствующего γ -излучения, может служить ионизационная камера с серебряными электродами (рис. 1). Корпус 1 камеры выполнен из органического стекла толщиной 5 мм. Высоковольтный 2 и собирающий 3 электроды изготовлены из серебряной фольги, состоящей из естественной смеси изотопов Ag^{107} (51,9%) и Ag^{109} (49,1%). Высоковольтный источник питания и прибор для измерения тока камеры подключаются к выводам 4 и 5.

Падающие на камеру тепловые нейтроны поглощаются в серебре электродов, при этом Ag^{107} и Ag^{109} превращаются в β -активные изотопы Ag^{108} и Ag^{110} с периодами полураспада 2,3 мин и 24,5 сек соответственно. Ионизационный ток в камере I_K после ее облучения тепловыми нейтронами изменяется по законам распада указанных изотопов и в общем случае может быть представлен выражением

$$I_K = C\Pi [\eta_1\sigma_1(1 - e^{-\lambda_1 t_0}) e^{-\lambda_1 t} + \eta_2\sigma_2(1 - e^{-\lambda_2 t_0}) e^{-\lambda_2 t}],$$

где C — коэффициент пропорциональности между током камеры и β -активностью серебра электродов, а — сек/расп;

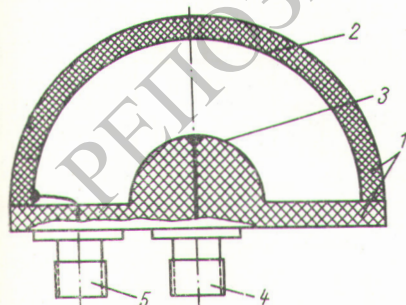


Рис. 1. Схема устройства ионизационной камеры с серебряными электродами.

$\eta_1, \sigma_1, \lambda_1$ — соответственно процентное содержание, сечение захвата ($см^2$) и постоянная распада ($сек^{-1}$) изотопа Ag^{108} ; $\eta_2, \sigma_2, \lambda_2$ — то же для изотопа Ag^{110} ; t_0 — время облучения камеры ($сек$) измеряемым потоком нейтронов Π , нейтр/см²·сек. Коэффициент C определяется экспериментально в процессе градуировки камер.

При одном и том же времени облучения камеры измеряемый поток нейтронов Π может быть найден из соотношения

$$\Pi = \frac{I_K}{I_{K0}} \Pi_0,$$

где I_{K0} — ток камеры в момент времени t после ее облучения известным потоком нейтронов Π_0 ; I_K — ток камеры в тот же момент времени t после ее облучения измеряемым потоком нейтронов Π . Поскольку при определении потока нейтронов ток камеры измеряется после ее облучения, сопутствующее γ -излучение не будет оказывать влияния на результаты измерений.

Ионизационная камера, показанная на рис. 1, имеет рабочий ионизационный объем $V = 80 см^3$ и вес серебра электродов $P = 7,7 г$. Зависимость ионизационного тока камеры от времени после облучения потоком тепловых нейтронов $\Pi = 3 \times 10^{11}$ нейтр/см²·сек в течение 5 мин приведена на рис. 2. При облучении камеры любым другим потоком

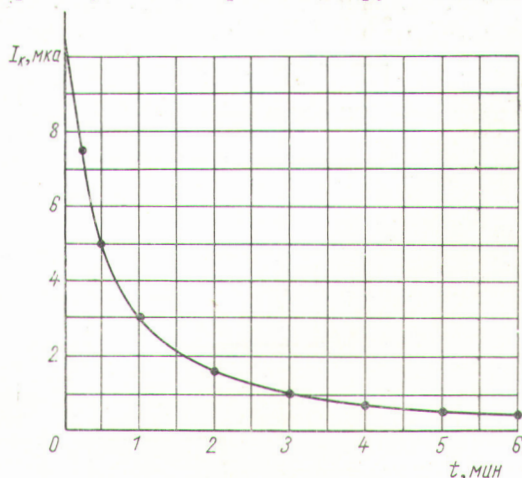


Рис. 2. Зависимость тока ионизационной камеры от времени после облучения потоком тепловых нейтронов, равным 3×10^{11} нейтр/см²·сек, в течение 5 мин.

нейтронов изменяется лишь масштаб этого графика по оси ординат.

При измерении тока ионизационной камеры, например многопредельным микроамперметром типа М-95, можно непосредственно измерять потоки тепловых нейтронов в пределах 10^8-10^{13} нейтр/см²·сек. При уменьшении времени облучения камеры или увеличении пределов измерений по току могут измеряться потоки тепловых нейтронов значительно больших интенсивностей.

Для обеспечения режима насыщения в камере при указанных пределах измерений потоков нейтронов требуется источник питания с напряжением до 3 кВ и током до 300 мкА.

Предлагаемые методика и датчик могут использоваться также для измерений интегральных потоков тепловых нейтронов от импульсных источников. В качестве нагрузки камеры удобно использовать конденсаторы различной емкости, величина заряда на которых

пропорциональна измеряемым интегральным потокам или импульсам тепловых нейтронов.

Погрешность измерения потоков или импульсов нейтронов определяется погрешностями градуировки и измерением тока камеры или заряда на конденсаторе ее нагрузки. При градуировке камеры на ядерном реакторе с помощью натриевых индикаторов и измерении ее тока прибором М-95 погрешность в измерении потоков тепловых нейтронов не превышала $\pm 10\%$.

Поступило в Редакцию 23/ХТН 1963 г.

В окончательной редакции 20/Т 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. А. В л а с о в. Нейтроны. М., Физматгиз, 1958
2. К. К. А г л и н ц е в и др. Прикладная дозиметрия. М., Госатомиздат, 1962.

Одновременное исследование конкурирующих ядерных реакций при помощи сцинтилляционного спектрометра

Д. Л. ЧУПРУНОВ, В. С. ЗАЗУЛИН,
Т. Н. МИХАЛЕВА

УДК 539.107.5

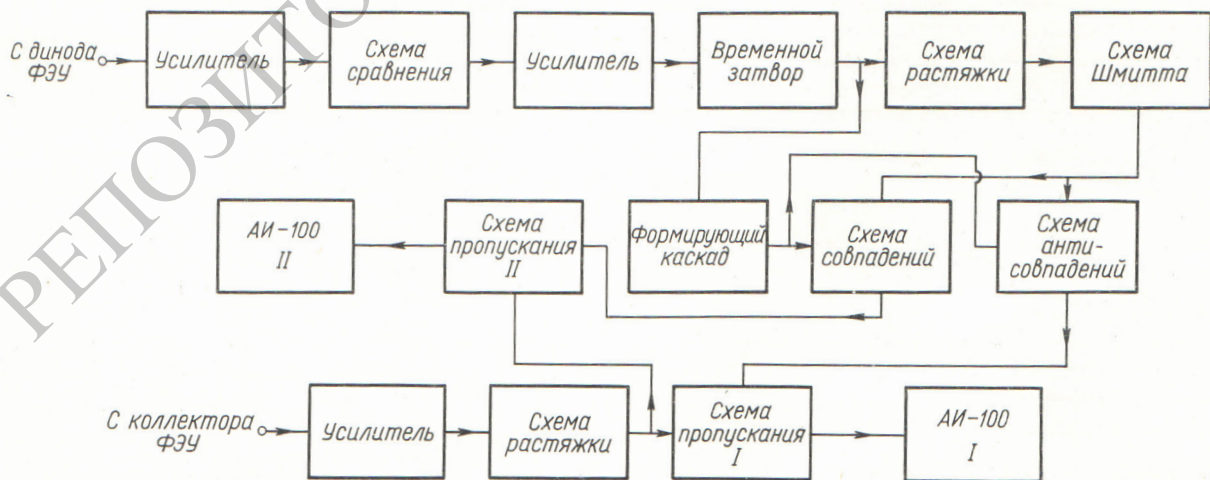
При исследовании ядерных реакций, происходящих на мишени под действием пучка быстрых заряженных частиц, представляет интерес одновременное изучение конкурирующих ядерных реакций, позволяющее создавать одинаковые условия эксперимента и существенно уменьшать время работы ускорителя. В настоящей работе описана блок-схема спектрометра, который позволяет одновременно регистрировать на двух многоканальных анализаторах типа АИ-100 (p, p')- и (p, α)-реакции при полном исключении γ -фона.

В отличие от спектрометра, описанного в работе Т. Н. Михалева и др.*, в состав рассматриваемого спектрометра (рис. 1), схему которого несколько улуч-

шили, были введены новые блоки: схема растяжки сигнала временного затвора, схема Шмитта, схема совпадений, схема антисовпадений и вторая схема пропускания коллекторного сигнала ФЭУ. Импульсы с формирующего каскада (мультивибратора) подаются на схемы совпадений и антисовпадений.

Прибор работает следующим образом. После прохождения схемы временного затвора импульсы формируются схемой растяжки в прямоугольные, запускают мультивибратор и поступают на схему Шмитта, порог срабатывания которой настроен на амплитуду импульса, соответствующего регистрации α -частиц. С выхода схемы Шмитта сигнал подается на схемы совпадений и антисовпадений вместе с импульсами от мультивибратора. Если в детектор приходит α -частица, срабатывает схема совпадений и выдает управляющий импульс на

* Т. Н. Михалева и др. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 30, 343 (1966).



Р и с. 1. Блок-схема спектрометра.